

416



STABILITEIT VAN STORTSTEEN  
OP EEN  
DREMPELCONSTRUCTIE

M.B. de Groot R 1976/6/L

**Vloeistofmechanica**

**Afd. Weg- en Waterbouwkunde**

**Technische Hogeschool Delft**

STABILITEIT VAN STORTSTEEN OP EEN DREMPELCONSTRUCTIE

M.B. de Groot

R 1976/6/L

S T A B I L I T E I T   V A N   S T O R T S T E E N  
O P   E E N   D R E M P E L C O N S T R U C T I E

INHOUD

1. Inleiding.
2. Probleemstelling.
3. Bestaande formules.
4. Nieuwe benadering.
5. Grootte van  $u_{\infty}$  en  $\tau_b$  bij grenslaagstroming.
6. Bepaling van  $C_{Lb}$ ,  $C_{Db}$  en  $\frac{\xi}{c}$  uit experimenten van vroeger.  
Vergelijking nieuwe formule met bestaande formules.
7. Enige notities over niet-permanente stroming.  
Turbulentie-coëfficiënt  $c_x$ .

Literatuur

Symbolen

M.B. de Groot

december 1975

# 1 INLEIDING

Hier volgt de beschrijving van een berekeningsmethode van de stabiliteit van stortsteen op een drempelconstructie, allereerst in permanente stroom.

Dit probleem werd uitgebreid bestudeerd in het Waterloopkundig Laboratorium ten behoeve van de Deltawerken (M598 en M711). Het resultaat bestond uit twee formules (zie par 2), die wel praktisch zijn, maar slechts op een beperkt gebied kunnen worden toegepast. Helaas geven deze formules weinig inzicht in het verband met de stabiliteit van stortsteen in andere situaties. Ook komt de belangrijke rol van de grenslaagdikte er niet in tot uitdrukking.

De hier beschreven methode is zowel toepasbaar op de stenen aan het begin van de drempel, waar nog geen grenslaag is, als op de stenen die verder stroomafwaarts liggen. Hij kan ook toegepast worden in het geval van een over de volle hoogte ontwikkelde grenslaag, waar meestal de formules van White of Shields gebruikt worden.

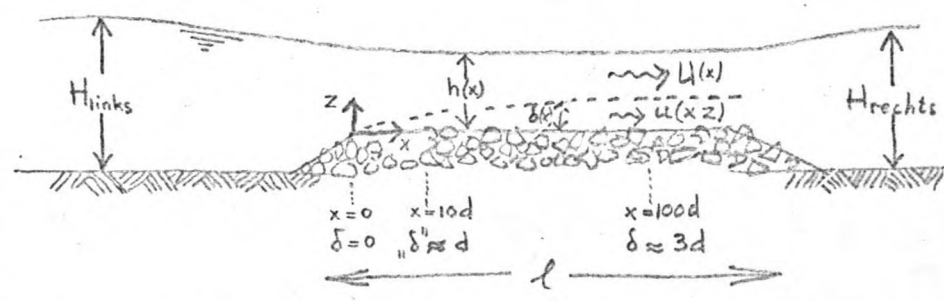
Voorts is met deze methode de grenslaagdikte op iedere plaats van de drempel redelijk goed te bepalen.

De kracht die de steen van de stroom ondervindt, wordt op dezelfde wijze genoteerd als in het geval van een lichaam in een verder ongestoorde stroom. Daardoor is het mogelijk de berekeningsmethode uit te breiden tot gevallen met niet-permanente stroom op basis van de formule van Morison. In de laatste paragraaf worden enige notities over deze gevallen gemaakt.

De nieuwe berekeningsmethode is een resultaat van de studie die de schrijver in 1974 heeft verricht als wetenschappelijk medewerker bij de vakgroep Vloeistofmechanica. De studie wordt veel uitgebreider beschreven in: "Stabiliteit van stortsteen, bundeling van enig speurwerk" (Vloeistofmech., Afd. Civiele Techniek, TH Delft, 1975).

R. 1976 1/7/L

# 2 PROBLEEMSTELLING



$d$  = diameter steen  
(0,2m à 3 m)  
 $\delta(x)$  = dikte grenslaag  
 $U(x)$  = snelheid boven de grenslaag (1% à 5%)

Gegeven:  $H_{links}$ ,  $H_{rechts}$  & geometrie van de drempel.  
 Met deze gegevens kan men  $U(x)$  berekenen (Zie paragraaf 5).

Gevraagd: Hoe groot moet de steen zijn om net te blijven liggen?

### 3 BESTAANDE FORMULES

Over de volle hoogte ontwikkelde grenslaag

White:  $\left[ \frac{\tau_b}{\rho g d} \right]_{\text{kritiek}} = c_1 \cdot c_2 \cdot \frac{2}{3} \lg \varphi \cdot \Delta$

Shields:  $\left[ \frac{\tau_b}{\rho g d} \right]_{\text{kritiek}} = 0,059 \cdot \Delta$

$\tau_b(x)$  = schuifspanning bodem  
 $\varphi$  = hoek interne wrijving (ca 40°)  
 $\Delta = \frac{\rho_{\text{steen}} - \rho_{\text{water}}}{\rho_{\text{water}}}$  (ca 1,7)  
 $C_1$  = aantal stenen per opp. groot  $\frac{\pi}{4} d^2$  (ca 0,4)  
 $C_2$  = turbulentie coëfficiënt (ca 0,4)

Deze formules zijn niet zondermeer toepasbaar op dit probleem. De grootte van  $\tau_b$  is namelijk zeer moeilijk te bepalen voor  $x < 100d$  (zie paragraaf 5). De opstellers van de WL-rapporten gingen er desniettemin van uit dat de formule van Shields ook hier voldoet en dat de relatie tussen  $\tau_b$  en  $\bar{u}$  (over de volle hoogte gemiddelde horizontale snelheid), op een constante na, gelijk is aan die in het geval van de over de volle hoogte ontwikkelde grenslaag volgens het logaritmisch profiel. De constante volgde uit de proeven:

#### Brede drempel

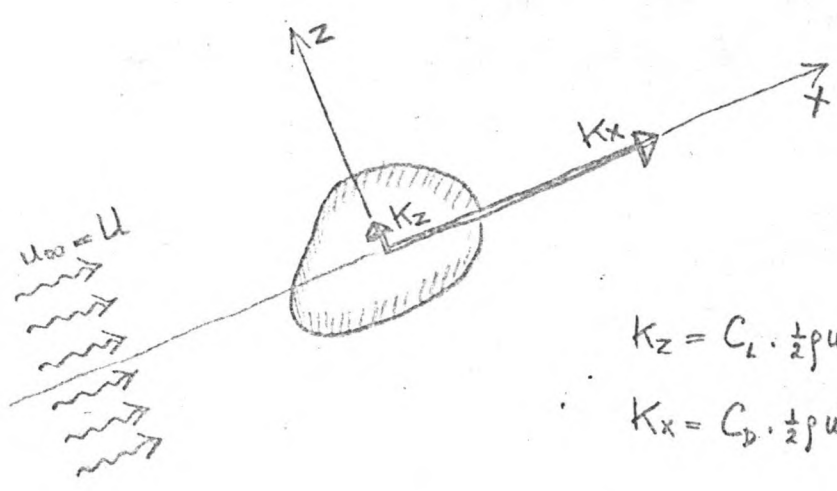
van de Kreeke (M711-II):  $\left[ \frac{\bar{u}^2}{g d} \right]_{\text{kritiek}} = 1,4^2 \cdot \Delta \cdot \log^2 \left( 3,5 \frac{h}{d} \right)$

#### Drempel met scherpe kruin

van Staal (M711-III):  $\left[ \frac{\bar{u}^2}{g d} \right]_{\text{kritiek}} = 1,4^2 \cdot \Delta \cdot \log^2 \left( 1,5 \frac{h}{d} \right)$

### 4 NIEUWE BENADERING

Situatie steen in verder ongestoorde stroom

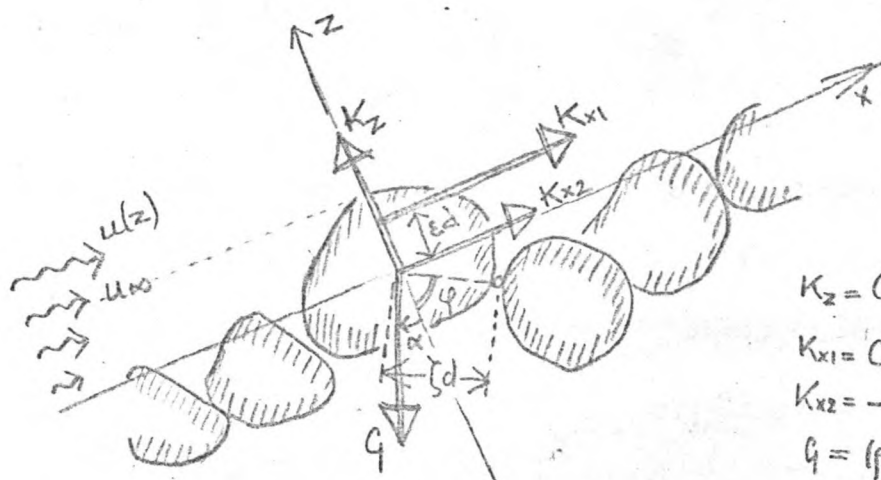


$u_\infty = u$  ter plaats van de steen, indien deze er niet zou zijn.  
 $C_L$  = lift-coëfficiënt  
 $C_D$  = "drag"-coëfficiënt

$K_z = C_L \cdot \frac{1}{2} \rho u_\infty^2 \cdot \frac{\pi}{4} d^2$   
 $K_x = C_D \cdot \frac{1}{2} \rho u_\infty^2 \cdot \frac{\pi}{4} d^2$



Situatie hier



$$K_z = C_{LB} \cdot \frac{1}{2} \rho u_{\infty}^2 \cdot \frac{\pi}{4} d^2$$

$C_{LB}$  = bodem-liftcoëfficiënt

$$K_{x1} = C_{DB} \cdot \frac{1}{2} \rho u_{\infty}^2 \cdot \frac{\pi}{4} d^2$$

$C_{DB}$  = bodem-dragcoëfficiënt

$$K_{x2} = -\frac{\pi}{6} d^3 \frac{\partial p}{\partial x}$$

$p$  = piezometrisch niveau  
maal  $\rho g$

$$G = (\rho_{\text{steen}} - \rho) g \cdot \frac{\pi}{6} d^3$$

De  $u_{\infty}$  wordt hier net zo gedefiniëerd als in de ongestoorde stroom. Dit betekent voor een individuele steen aan de stroomopwaartse zijde van de drempel, dus daar waar nog geen grenslaag is, dat  $u_{\infty}$  gelijk is aan  $u$  vlak boven de drempel.

Meer stroomafwaarts moet  $u_{\infty}$  gelijk gesteld worden aan een  $u(z)$  op een zodanige hoogte  $z$ , dat dezelfde waarden voor  $C_{LB}$  en  $C_{DB}$  gevonden worden als stroomopwaarts. Voorlopig zal worden aangenomen:  $u_{\infty} = u(z_{\text{top}})$ , waarbij  $z_{\text{top}}$  = hoogte top individuele steen.

Hierbij moet de over de turbulente fluctuaties gemiddelde waarde van  $u$  gekozen worden. Overeenkomstig moet voor de grens van stabiliteit ook een coëfficiënt  $c_2$  worden ingevoerd. Zie ook eind paragraaf 7.

Grens van stabiliteit door rotatie als:

$$\frac{-K_{x2} \cdot \xi d \cos \varphi + G \cdot \xi d \sin(\varphi + \alpha)}{K_z \cdot \xi d \sin \varphi + K_{x1} \cdot (\xi d \cos \varphi + \epsilon d)} = 1$$

Dus:  $\left[ \frac{u_{\infty}^2}{g d} \right]_{\text{kritiek}} = \frac{4}{3} \cdot c_2 \cdot \frac{\frac{1}{\rho g} \frac{\partial p}{\partial x} + \Delta \frac{\sin(\varphi + \alpha)}{\cos \varphi}}{C_{LB} \cdot \text{tg} \varphi + C_{DB} \left( 1 + \frac{\epsilon}{\xi} \cdot \frac{1}{\cos \varphi} \right)}$

Voordelen van deze benadering:

- Liftkracht expliciet in rekening gebracht.
- Geldig in grenslaag en daarbuiten.
- Uitbreiding mogelijk tot gevallen met niet-permanente stroom:

5 GROOTTE VAN  $u_\infty$  EN  $\tau_b$  BIJ GRENSLAAGSTROMING

a) Over de volle hoogte ontwikkelde grenslaag

$$u(x,z) = \frac{1}{\kappa} \sqrt{\frac{E_b}{\rho}} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad \text{mits } z > ez_0$$
 $\kappa$  = constante van von Karman  
 $e$  = grondgetal natuurlijke log.

Stel  $z_{top} = 0,4d$  ( Volgens Einstein & El Samni  $z_{top} = 0,2d$  ;  
 volgens Chepil  $z_{top} = 0,5d$  )  
 $z_0 = \frac{d}{30}$  ( E & E S en anderen; volgens Chepil  $z = \frac{d}{20}$  )

en  $\tau_b = c_1 \frac{K_{x1}}{4 \cdot d^2}$  Hierbij zou  $c_1$  een uit experimenten te bepalen constante moeten zijn, gedefiniëerd volgens deze formule. Definiëert men  $c_1$  als White, dwz als het aantal uitstekende stenen per oppervlak groot  $\frac{\pi}{4} d^2$ , dan zou het correcter zijn te schrijven:

$$\tau_b = \frac{c_1 c_3}{c_4} \cdot \frac{K_{x1}}{\frac{\pi}{4} d^2} \quad \text{waarin}$$

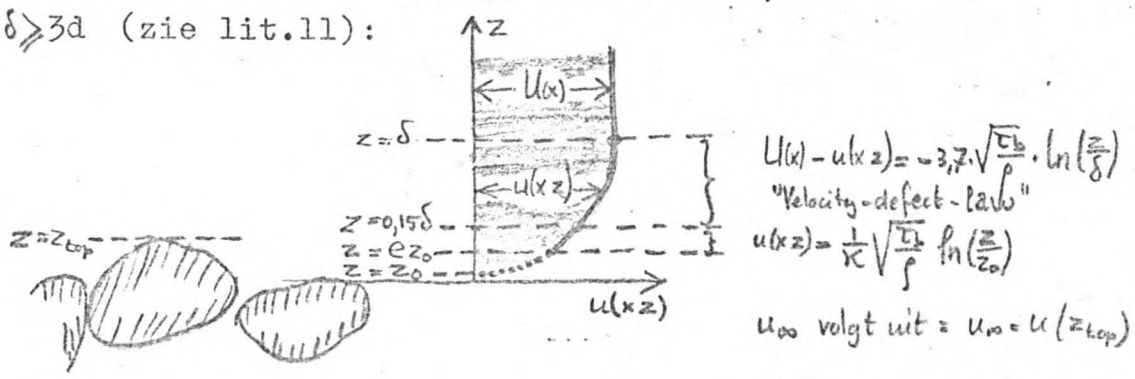
$c_3$  en  $c_4$  factoren kleiner dan 1 zijn die aangeven dat ook de stroom onder de steen een bijdrage aan  $K_{x1}$  levert ( $c_3$ ) en dat ook de stenen tussen de uitstekende stenen een bijdrage aan  $\tau_b$  leveren ( $c_4$ ).

b) Grenslaag van beperkte dikte

Zie schets paragraaf 2.  $u_\infty$  en  $\tau_b$  zijn functies van  $x$ . Eerst moeten  $h(x)$ ,  $\delta(x)$ ,  $U(x)$  en  $\tau_b(x)$  bepaald worden. Hiervoor zijn nodig naast de randvoorwaarden ( $H_{links}$  en  $H_{rechts}$ ):

- continuïteitsvergelijking(en)
- impulsievergelijking langs stroomlijn boven grenslaag
- balans impulsie in grenslaag
- een verband tussen  $\tau_b(x)$  en  $U(x)$

Voor dit laatste verband mag gesteld worden, waar  $\delta \gg 3d$  (zie lit.11):



waar  $\delta = 0$   $\tau_b = c_1 \cdot C_{DB} \cdot \frac{1}{2} \rho U^2$  omdat  $u_\infty = U$

Waar  $0 < \delta < 3d$ , zullen  $\tau_b(x)$  en dus  $u_\infty$ , geschat moeten worden (interpolatie). Dit is aanzienlijk makkelijker nu men  $\tau_b(x=0)$  kan bepalen, dan in de oude situatie, waarin dit niet mogelijk was (extrapolatie).

6 BEPALING  $C_{LB}$   $C_{DB}$  EN  $\xi$  UIT EXPERIMENTEN VAN VROEGER.  
VERGELIJKING NIEUWE FORMULE MET BESTAANDE FORMULES.

Grenslaagstroming:

Uit proeven van Einstein en El-Samni kan men afleiden voor een individuele, bolvormige steen die maximale bescherming geniet van de omringende stenen, als  $Re = 2 \cdot 10^4$  :

$$C_{LB} = 0,105$$

$$C_{DB} = 0,11$$



Uit proeven van Chepil kan men afleiden voor een individuele bolvormige steen die extreem geëxposeerd ligt, als  $Re = 2 \cdot 10^3$  á  $Re = 3 \cdot 10^4$  :

$$C_{LB} = 0,25$$

$$C_{DB} = 0,36$$

$$\xi = 0,21$$



Gegeven de grote verschillen in opstelling, is het verschil in de gevonden waarden voor  $C_{LB}$  en  $C_{DB}$  betrekkelijk klein. Dit is een positieve aanwijzing voor de bruikbaarheid van de begrippen "bodem-liftcoëfficiënt" en "bodem-dragcoëfficiënt".

Het is niet mogelijk om uit deze experimentele resultaten de waarden van  $C_{LB}$  en  $C_{DB}$  voor stortsteenconstructies met zekerheid af te leiden. Daarvoor zijn enerzijds de getallen van Reynolds te klein. Anderzijds ontbreken duidelijke resultaten van proeven gedaan aan het begin van de grenslaag.

Bovendien hebben de beschreven proeven betrekking op bolvormige lichamen i.pl.v. op gebroken natuursteen. Men zou ook kunnen stellen dat er niet één stel waarden  $C_{LB}$  en  $C_{DB}$  kan bestaan vanwege de onregelmatige vorm van de individuele steen en zijn ligplaats (de omringende stenen). Een statistische beschrijving lijkt juister, ook al vanwege de spreiding in steengrootte binnen één categorie stenen.

Hier moet echter worden opgemerkt, dat uit proeven (M598, M711) blijkt dat er een duidelijke grenstoestand is. Bij een weinig lagere snelheid komt practisch geen steen van zijn plaats; bij een weinig hogere komen vele stenen van hun plaats. Dit lijkt in strijd met proeven gedaan met zand (Shields). Men bedenke echter dat de spreiding in korrelgrootte daar in het algemeen veel groter is dan bij stortsteen. Men zou dus toch wel kunnen spreken van een karakteristieke steen op een karakteristieke ligplaats. Bij die steen hoort één  $C_{LB}$  en één  $C_{DB}$ .



Kiest men nu voor deze waarden:

$$C_{LB} = 0,15$$

$$C_{DB} = 0,20$$

$$\frac{\varepsilon}{\zeta} = \frac{1}{3}$$

dan kan men daarmee tot op een nauwkeurigheid van enige tientallen procenten, de stabiliteit van stortsteen voor-  
spellen in de gevallen van M598-V (vlakke bodem) en van  
M711-II (brede drempel), mits we voorts aannemen dat  
 $\varphi = 40^\circ$  en  $c_2 = 0,4$  .

Volgens de formules van White en Shields zou de stabiliteit van stortsteen of zand op een horizontale bodem echter 3 desbetreffend 2 maal zo groot moeten zijn. Het is echter niet uitgesloten dat zowel White als Shields een ander stabiliteitscriterium aangehouden hebben, geschikt voor gevallen met zand, doch niet voor stortstenen constructies.

Brengen we de correctie in rekening die de Vries om deze reden adviseert, dan kloppen deze formules goed met de hier genoteerde  $C_{LB}$  en  $C_{DB}$  .

#### Stroming zonder grenslaag:

Er zijn geen experimentele resultaten bekend waaruit eenduidig is af te leiden welke kracht de stroom vlak voor het ontstaan van een grenslaag, uit oefent op een individuele steen.

Bij toepassing van de waarden  $C_{LB} = 0,15$  en  $C_{DB} = 0,20$  op de situatie van M711-III, overlaat met scherpe kruin, zou men tot een veel kleinere stabiliteit concluderen dan blijkt uit de proeven, tenminste als men aanneemt dat de kritieke stenen juist op de kruin liggen.

Men zou met een aanzienlijk kleinere  $C_{LB}$  en  $C_{DB}$  wel overeenstemming vinden. Hiermee zou men de situaties met grenslaag ook kunnen doen kloppen, mits men  $u_\infty$  gelijk kiest aan een snelheid die een flink stuk boven de top van de steen heerst.

7 ENIGE NOTITIES OVER NIET-PERMANENTE STROMING.  
TURBULENTIE-COEFFICIENT  $C_x$ .

Verschillen met permanente stroming:

- Kracht op steen door niet-stationaire versnelling van het water:

$$K_{x2} = C_{MB} \cdot \rho \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \cdot \frac{\pi}{6} d^3 \quad C_{MB} = \text{bodem-massacoëff.}$$

zodat: 
$$K_x = C_{DB} \cdot \frac{1}{2} \rho u_{\infty}^2 \cdot \frac{\pi}{4} d^2 + C_{MB} \cdot \rho \frac{\partial u_{\infty}}{\partial t} \cdot \frac{\pi}{6} d^3 \quad (\text{Morison, mits } K_{x2} = 0)$$

- De coëfficiënten  $C_{LB}$  en  $C_{DB}$  kunnen anders zijn.
- Als ergens een grenslaag is, kan de dikte daar fluctueren.
- De massatraagheid van de steen kan invloed hebben op de stabiliteit.

Hoe belangrijk deze verschillen zijn hangt af van de situatie. We kunnen onderscheiden:

- Een oscillerende stroom met lange periode:  $\frac{\hat{U}T}{d} \gg \pi$  en  $\frac{gT^2}{d} > 1000$
- Een oscillerende stroom met korte periode:  $\frac{\hat{U}T}{d} \ll \pi$ ,  $\frac{u_{\infty}T}{d} > 10$  en  $\frac{gT^2}{d} > 10$
- Stroomstoten, zoals optreden bij brekende golven:  $\frac{u_{\infty}T}{d} < 10$  en  $\frac{gT^2}{d} < 100$

$C_{MB}$ ,  $C_{LB}$  en  $C_{DB}$ ; parameter  $\frac{u_{\infty}T}{d}$

In de eerste twee situaties kan gesteld worden, althans voor de kritieke fase van een oscillatie ( $u_{\infty}$  niet veel kleiner dan  $\hat{u}_{\infty}$ ;  $u_{\infty}$  en  $\frac{\partial u_{\infty}}{\partial t}$  gelijk van teken), enerzijds dat  $C_{MB} \approx C_M$  (de massacoëfficiënt in verder ongestoorde stroom), dus  $C_{MB} = 1$  á  $2$ , anderzijds dat voor  $C_{LB}$  en  $C_{DB}$  dezelfde waarden genomen kunnen worden als bij permanente stroom.

Deze conclusie mag waarschijnlijk getrokken worden overeenkomstig de resultaten van onderzoek naar golfkrachten op poten van platforms en op pijpleidingen (Zie bv lit.14).

Een belangrijke parameter blijkt te zijn:  $\frac{\hat{U}T}{d}$  of  $\frac{\hat{u}_{\infty}T}{d}$ . Zo blijkt  $C_D$  (dus  $C_{DB}$  en  $C_{LB}$ ?) ongeveer gelijk te zijn aan de waarde thuishorend bij permanentie, zolang  $\frac{\hat{u}_{\infty}T}{d} > 10$ .

Dit houdt verband met het proces van groei en loslaten van wervels, een proces dat grote invloed heeft op de lokale momentane druk rondom de steen. De frequentie waarmee bij permanentie wervels (aan een zijde) loslaten is  $T_{wervel} = 5 \frac{d}{u_{\infty}}$ . Bij oscillerende stroom wellicht:  $T_{wervel} \approx 5 \frac{d}{\frac{1}{2}u_{\infty}}$ .

Hieruit volgt dat  $\frac{\hat{u}_{\infty}T}{d} > 10$  ongeveer equivalent is aan  $\frac{T}{T_{wervel}} > 1$

Overigens is  $\frac{\hat{u}_{\infty}T}{d}$  ook te lezen als:

$$\pi * \frac{\text{horizontale afstand die een vloeistofpakketje aflegt}}{\text{diameter steen}}$$

Grenslaag ; parameter  $\frac{\hat{U} T}{l}$

Een vergelijkbare parameter speelt een rol bij de vraag of er een grens laag als bij permanente stroom ontstaat of niet:

$$\frac{\hat{U} T}{l} = \pi * \frac{\text{horizontale afstand die een vloeistofmoot aflegt}}{\text{lengte van de constructie in de stroomrichting}}$$

De grens laag kan berekend worden als bij permanentie, als deze parameter beduidend groter is dan  $\pi$ . Immers een moot water zal nu eerst over de bodem lopen zonder noemenswaardige grens laag, dan over de constructie, waarbij de grens laag op dezelfde wijze kan groeien als bij permanentie, inclusief logaritmisch snelheidsprofiel, en tenslotte weer over de bodem, waarbij een groot deel van de turbulentie weer uitdempt. Dit geldt overigens alléén voor een moot water die zich boven de stenen bevindt rond de fase van maximale stroomsnelheid.

Als de parameter beduidend kleiner is dan  $\pi$ , dan bevinden de meeste moten water zich voortdurend boven de constructie. Gaat het om een vlakke drempel, dan is de situatie vrijwel identiek aan een oscillerende stroom over een horizontale bodem. Er heerst een grens laag van constante dikte. Misschien voldoen de snelheidsprofielen van Manohar (16) en/of Kalkanis (17).

Bij stroomstoten is waarschijnlijk niet meer van een grens laag te spreken en kunnen we misschien stellen:  $u_{\infty} = U$ .

Massatraagheid van de steen ; parameter  $\frac{g T^2}{d}$

Tenslotte kan de massatraagheid van de steen bijdragen aan de stabiliteit bij korte oscillaties en vooral bij stroomstoten. Bij korte oscillaties is soms ook het omgekeerde mogelijk.

Als  $\frac{g T^2}{d} > 1000$ , is de stabiliserende werking van de traagheid van de steen te verwaarlozen t.o.v. die van de zwaartekracht. Als de parameter kleiner is dan 0,04, is juist de zwaartekracht te verwaarlozen t.o.v. de traagheid. Dan zijn niet meer de grootte van  $K_z$  en  $K_x$  van belang, doch:  $\int K_z dt$  en  $\int K_x dt$ .

Als  $\frac{g T^2}{d} \approx 10$ , is de stabiliserende invloed van de traagheid van dezelfde orde van grootte als die van de zwaartekracht.  $K_z$  en  $K_x$  kunnen dan dus bijvoorbeeld tweemaal zo groot worden voordat de steen zijn stabiliteit verliest.

Uiteraard geldt dit alleen indien de herhalingsfrequentie van oscillaties niet ongeveer gelijk is aan de eigenfrequentie van de opwippende steen. Bij korte oscillaties kan de traagheid dan juist de instabiliteit bevorderen.

### Turbulentiecoëfficiënt $c_2$

Voor de piek-stroomstoten t.g.v. turbulentie speelt de traagheid waarschijnlijk ook een grote rol bij permanentie. Dit is vooral belangrijk voor de turbulentie-coëfficiënt  $c_2$ .

Nu geldt:

$$c_2 = \frac{[\bar{K}_x]_{\text{kritiek bij turbulentie}}}{[\bar{K}_x]_{\text{kritiek zonder turbulentie}}}$$

Nu zal  $[\bar{K}_x]_{\text{kritiek zonder turbulentie}}$  heel wat kleiner zijn dan de grootste  $K_x(t)$  die eens in de zoveel tijd bereikt wordt, omdat laatstgenoemde  $K_x(t)$  maar korte tijd duurt. Belangrijk is de overschrijdingsduur van extreem grote  $K_x(t)$ .

Om  $c_2$  te bepalen zou men moeten nagaan welke combinaties van  $K_x(t)$  en overschrijdingsduur maatgevend zijn voor de stabiliteit, gegeven de zwaartekracht en de massatraagheid.

Uit het verloop van  $K_x(t)$  als functie van de tijd, zou kunnen worden geconcludeerd bij welke gemiddelde  $\bar{K}_x$  zo'n combinatie net zo zelden voorkomt, dat slechts een aanvaardbaar klein aantal stenen per tijdseenheid zijn stabiliteit verliest.

Vervolgens zou men moeten nagaan of de eigenfrequentie van de opwippende steen niet valt in een deel van het energie-dichtheidsspectrum van de turbulente beweging met hoge dichtheid.



LITERATUUR

- (1) Waterloopkundig Laboratorium, M.J. Bakker, M598-deel V  
"Stroombestendigheid los materiaal", nov. 1960.
- (2) Waterloopkundig Laboratorium, M.J. Bakker, M711-deel I  
"Stroombestendigheid sluitgatrempel", april 1961.
- (3) Waterloopkundig Laboratorium, J. van de Kreeke, M711-deel II  
"Stroombestendigheid sluitgatrempel met brede kruin",  
augustus 1963.
- (4) Waterloopkundig Laboratorium, G. van Staal, M711-deel III  
"Stroombestendigheid sluitgatrempel met scherpe kruin",  
februari 1964.
- (5) C.M. White "The equilibrium of grains on the bed of a stream",  
Proc. Royal Soc. of London, Series A no 958 Vol 174,  
pp 322-338, febr. 1940.
- (6) A. Shields "Die Anwendung der Aenlichkeitsmechanik und der  
Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung", Mitteilung  
der Preussischen Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau,  
Heft 26, Berlin 1936.
- (7) H.A. Einstein & E.S.A. El-Samni "Hydrodynamic forces on a  
rough wall", Rev. Modern Physics, Vol 21, 1949, no 3, pp 520-524.
- (8) W.S. Chepil "The use of evenly spaced hemispheres to evaluate  
aerodynamic forces on a soil surface" Trans. Am. Geoph.  
Union, Vol 39, 1958, no 3, pp 397-404.
- (9) W.S. Chepil "Equilibrium of soil grains at the threshold of  
movement by wind" Soil Sci. Soc. of Am. Proc. 23, 1959, pp 422-428.
- (10) W.S. Chepil "The use of spheres to measure lift and drag  
on wind-eroded soil grains" Soil Science Soc. of Am. Proc.  
25, 1961, pp 343-345.
- (11) J.W. Dailey & D.R.F. Harleman "Fluid Dynamics",  
Addison-Wesley Cy, 1966.
- (12) H.B.M. Meddens "Grenslaag ontwikkeling op een overlaat",  
TH Delft, Afd. Civiele Techniek, Vloeistofmech. R 1973/4/H, 1973.



- (13) M. de Vries "Sediment transport", TH Delft, Afd. Civiele Techniek, collegedictaat f10.
- (14) A. Paape & H.N.C. Breusers "The influence of pile dimensions on forces exerted by waves", Delft Hydr. Lab., Publ.41, 1966.
- (15) E.W. Bijker "Some considerations about scales for coastal models with movable bed", Delft Hydr. Lab., Publ.50, 1967.
- (16) Manohar "Mechanics of bottom sediment movement due to wave action", Techn. Memorandum 75, U.S. Beach Erosion Board, 1955.
- (17) Kalkanis "Transportation of bed material due to wave action", C.E.R.C., Techn. Memorandum 2, 1964.

SYMBOLEN.

g versnelling van de zwaartekracht

Re getal van Reynolds, d.w.z.  $Re = \frac{u_{\infty} d}{\nu}$

t tijd

T periode van een oscillatie of de duur van een stroomstoot

$\nu$  kinematische viscositeit

$\rho$  soortelijke massa van water

$\hat{\dots}$  de grootste waarde die ... gedurende een periode bereikt

Alle andere symbolen worden in de tekst of de schetsen gedefiniëerd. Zo worden gevonden in

paragraaf 2: d h  $[H]_{links}$   $[H]_{rechts}$  l u U x z  $\delta$

paragraaf 3: c, (c<sub>2</sub>)  $\Delta$   $\tau_b$   $\varphi$

paragraaf 4: K<sub>x</sub> K<sub>x1</sub> K<sub>x2</sub> K<sub>z</sub> C<sub>DB</sub> C<sub>LB</sub> p u<sub>∞</sub> z<sub>top</sub>  $\alpha$   $\epsilon$   $\zeta$

paragraaf 5: z<sub>o</sub>  $\kappa$

paragraaf 7: c<sub>2</sub> C<sub>M</sub> C<sub>MB</sub>

